Sur la densité de masse dans un amas stellaire

Autor(en): **Bouvier, Pierre**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **13 (1960)**

Heft 1

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-738496

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Séance du 17 mars 1960

Pierre Bouvier. — *Sur la densité de masse dans un amas stellaire.*

Envisageons un amas d'étoiles réparties symétriquement autour d'un centre; c'est le cas des amas globulaires et aussi, d'une manière aproximative de plusieurs amas galactiques. A la distance r du centre, le potentiel $\varphi(r)$ est alors déterminé par la densité de masse $\rho(r)$ selon l'équation de Poisson

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dV}{dr}\right) = 4\pi G\rho \qquad (1)$$

où G est la constante de gravitation et $V = \varphi(r) - \varphi(0)$.

En examinant l'ordre de grandeur de temps de relaxation particuliers [1] ou de l'échange d'énergie par rencontres entre étoiles de l'amas [2], on est amené à penser qu'une certaine relaxation est réalisée dans la région centrale d'un amas suffisamment dense; la situation peut alors être dépeinte schématiquement à l'aide d'un modèle constitué par une sphère de rayon R entourée d'une région extérieure. A l'intérieur de la sphère règne un équilibre statistique caractérisé par une vitesse quadratique moyenne constante $(\overline{v^2})^{1/2}$ alors qu'à l'extérieur où la relaxation n'est pas réalisée car l'échange énergétique y est négligeable, on ne trouve que des étoiles provenant de la région intérieure par évaporation.

Désignons par $\nu(r, m)\,dm$ la concentration, à la distance r du centre, des étoiles de masse comprises entre m et $m + dm$; l'équilibre de la région intérieure se traduit par le principe de Boltzmann [3]

$$\nu(r, m) = \nu(0, m)\exp.\left\{-3V(r)/v_m^2\right\} \qquad (2)$$

qui implique une distribution « isotherme » si $v_m^2 = \text{const.}$, où v_m^2 est le carré de la vitesse quadratique moyenne des étoiles de masse m.

Suivant le principe d'équipartition d'énergie, nous pouvons écrire

$$m v_m^2 = \overline{m}\, v^2 \qquad (3)$$

où $\overline{m}$ est la masse moyenne arithmétique des étoiles de la région interne et v leur vitesse quadratique moyenne.

Considérons un petit intervalle fini Δm de masse; nous aurons

$$\int_{\Delta m} \nu(r, m)\,dm = \nu(r, m_0)\,\Delta m$$

où la valeur moyenne m_0 en Δm est sensiblement indépendante de r lorsque Δm est assez petit.

Intégrons les deux membres de (2) sur Δm, et tenant compte de (3) dérivons par rapport à r; nous trouvons:

$$\frac{dV}{dr} = -\frac{\overline{m}\,v^2}{3\,m_0\,G}\frac{d}{dr}\,ln\,\nu\,(r,\,m_0)$$

d'où, par intégration de (1) de 0 à r, la masse

$$M_r = \frac{r^2}{G}\frac{dV}{dr} = -\frac{\overline{m}\,v^2}{3\,m_0\,G}\,r^2\,\frac{d}{dr}\,ln\,\nu\,r,\,m_0) \qquad (4)$$

contenue dans la sphère de rayon r. Il s'agit de toute la masse responsable du potentiel V (r), aussi bien celle des étoiles observées que celle des objets invisibles (étoiles inobservées parce que trop faibles, gaz interstellaire).

(4) donne ainsi la répartition globale de masse au facteur constant $\overline{m}\,v^2/m_0$ près, à partir de la concentration $\nu\,(r,\,m_0)$ d'étoiles de masse donnée m_0. La densité $\rho\,(r)$ se tire immédiatement de là:

$$\rho\,(r) = \frac{1}{4\,\pi\,r^2}\frac{dM_r}{dr}$$

et pourra être comparée à la densité observée $\overline{m}_r\,.\,\nu\,(r)$ où m_r est la masse moyenne des étoiles se trouvant à distance r, grandeur d'ailleurs inconnue mais sur laquelle renseignera la répartition des luminosités. Quant à la concentration spatiale $\nu\,(r)$, elle est en principe observable dans la mesure où la région intérieure d'équilibre s'étend jusqu'à des distances du centre où la concentration relevée sur cliché tombe à une très faible fraction de sa valeur centrale.

Nous reprendrons prochainement ces considérations avec plus de détails et une application à l'amas galactique de Praesepe.

Observatoire de Genève.

1. Woolley, R. v. d. R. and D. A. Robertson, *M.N.R.A.S.*, *116*, 288 (1956).
2. v. Hoerner, S., *Ap. J.*, *125*, 451 (1957).
3. Rocard, Y., *Thermodynamique*. Masson, Paris, 1952, p. 288.